

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
Российской академии наук
Отделение физики твёрдого тела
Лаборатория физики ферроиков



На правах рукописи

Федянин Анатолий Евгеньевич

**Влияние спиновой накачки на распространение
лазерно-индуцированного пакета
магнитостатических волн
в псевдо-спиновом клапане**

Научный доклад

Направление: 03.06.01 — Физика и астрономия

Специальность: 1.3.8 — Физика конденсированного состояния

Санкт-Петербург — 2023

Научный руководитель: кандидат физико-математических наук
Калашникова Александра Михайловна
и.о. ведущего научного сотрудника,
лаб. Физики ферроиков
ФТИ им. А. Ф. Иоффе

Подпись: _____

Рецензенты: кандидат физико-математических наук,
Грачёв Андрей Андреевич
старший научный сотрудник, лаб. Метаматериалы,
Саратовский Государственный Университет
им. Н. Г. Чернышевского

Подпись: _____

кандидат физико-математических наук
Азовцев Андрей Валерьевич
научный сотрудник, лаб. Динамики материалов
ФТИ им. А. Ф. Иоффе

Подпись: _____

Оглавление

	Стр.
Введение	4
Глава 1. Магноника систем с обменным и магнитостатически взаимодействием: обзор литературы	6
1.1 Антиферромагнитная магноника	6
1.2 Магноника в многослойных структурах	6
Глава 2. Магнитная динамика в присутствии спиновой накачки между слоями структуры	8
2.1 Псевдо-спиновый клапан FM/NM/FM	8
2.2 Вклад в спиновой накачки в эффективное поле	11
2.3 Влияние спиновой накачки на однородную прецессию в макроспиновой модели	12
Глава 3. Микромагнитное моделирование распространения лазерно-индуцированных магнитостатических спиновых волн в системах со спиновой накачкой	15
3.1 Псевдо-спиновый клапан FeGa/Cu/FeGa	15
3.2 Лазерно-индуцированное возбуждение магнитной динамики	16
3.3 Влияние спиновой накачки на распространение лазерно-индуцированного пакета поверхностных МСВ	17
Заключение	21
Публикации по теме работы	26

Введение

Актуальность темы. Спин-волновая электроника, так же называемая магноникой, рассматривает процессы генерации, распространения, взаимодействия и детектирования спиновых волн и их применение для обработки информации. Одним из главных преимуществ магноники является перенос информации за счет передачи углового момента, а не движения носителей заряда, что позволяет снизить джоулевые потери и, как следствие, нагрев структуры. Актуальной задачей в магнонике является разработка структур позволяющих изменять параметры распространения спиновых волн, такие как: длина и направление распространения, фаза и т.д. По этой причине, особый интерес представляют многослойные структуры, в которых возможно реализовать множество различных интерфейсов, обеспечивающих дополнительные степени свободы в создании спиновых волноводов и прочих магнитных структур. Важную роль в процессах когерентной магнитной динамики в таких структурах играют процессы спиновой накачки и передачи углового момента, т.е. эмиссии спинового тока прецессирующей намагниченностью и обратный ей процесс поглощения. В данной работе была рассмотрена структура из ферромагнитных слоев, разделенных немагнитной прослойкой, в которой эмиссия спинового тока приводит к образованию динамической связи между слоями.

Научная новизна:

1. Показана возможность описания передачи углового момента с помощью эффективного поля.
2. Проведен анализ влияния динамической связи, образованной за счет спиновой накачки в структуре псевдо-спинового клапана, на распространение пакетов поверхностных магнитостатических волн (МСВ).
3. В рамках микромагнитного моделирования рассмотрена генерация МСВ за счет лазерно-индуцированного нагрева с учетом эффекта динамической связи.
4. Продемонстрировано уменьшение эффективного затухания волнового пакета, при определенных условиях.

Теоретическая и практическая значимость. Теоретическая значимость полученных результатов заключается в описании эффектов спиновой накачки при помощи дополнительного эффективного поля, что позволяет

учитывать данный эффект в процессе микромагнитного моделирования, а также демонстрации увеличения длины распространения МСВ под действием динамической связи между слоями многослойных структур на подобие псевдоспинового клапана.

Практическая значимость заключается в применимости результатов работы для микромагнитного моделирования новых устройств обработки и записи информации оптическими методами.

Объект исследования. В качестве объекта исследования рассмотрена структура, состоящая из двух слоев ферромагнитного металла FM, разделенных слоем немагнитного металла NM. Для моделирования в качестве материала FM выбран сплав галфенола $\text{Fe}_{0.81}\text{Ga}_{0.19}$ (FeGa), в качестве прослой немагнитного металла выступила медь Cu.

Предмет исследования. Предметом исследования является лазерно-индуцированные поверхностные магнитостатические волны, распространяющиеся в ферромагнитных слоях псевдо-спинового клапана.

Целью данной работы является изучение распространения МСВ в многослойной структуре, связанных динамической связью.

Для достижения поставленной цели решались следующие **задачи**:

1. разработать и применить математическую модель, которая позволит учитывать спиновую накачку в системе, описываемой уравнениями Ландау-Лифшица-Гильберта, как эффективное поле;
2. провести численное моделирование распространения лазерно-индуцированных МСВ в присутствии динамической связи.

Методология и методы исследования. Анализ распространения спиновых волн был проведен при помощи моделирования в свободно распространяемом пакете микромагнитного моделирования *Object Oriented MicroMagnetic Framework* (OOMMF) [1].

Апробация работы. Результаты работы докладывались лично автором на семинарах лаборатории «Физики ферроиков». Подготовлена статья, которая находится на рассмотрении в Журнале Экспериментальной и Теоретической Физики.

Глава 1. Магноника систем с обменным и магнитостатически взаимодействием: обзор литературы

1.1 Антиферромагнитная магноника

Магноника представляет особый интерес для обработки информации, рассматривая спиновые волны как способ передачи, обработки и кодирования [2–6]. Для целого ряда ферро- и ферримагнитных материалов был достигнут значительный прогресс в изучении магнитостатических волн (МСВ), а также в построении на их основе элементов магнонной логики. В последние годы акценты в магнонике, вслед за родственной ей областью спинтроникой, начал смещаться в сторону использования антиферромагнитных материалов и структур из нескольких связанных между собой магнитных слоев [4; 7]. Такой интерес объясняется тем, что антиферромагнетики обладают большим количеством мод магнитной динамики и, как правило, более высокими частотами, определяемыми энергией обменного взаимодействия, что позволяет обрабатывать информацию с большей частотой [8–11]. Однако дальнейшее развитие магноники основанной на антиферромагнетиках затруднено в связи с малым количеством материалов, проявляющих необходимые свойства при комнатной температуре, сохраняя при этом возможность интеграции с электронными компонентами и миниатюризации.

1.2 Магноника в многослойных структурах

Прогресс в технологиях фабрикации тонких и сверхтонких пленок открыл новые возможности для создания гетероструктур, в которых отдельные слои ферромагнетиков выступают в роле подрешеток антиферромагнетика. Взаимодействие таких искусственных подрешеток может иметь как прямую, так и непрямую обменную или магнитостатическую природу. Даже несмотря на то, что композитные ферри- и антиферромагнетики, а также другие классы многослойных структур, обладают гораздо меньшей энергией взаимодействия

между магнитными составляющими и, как следствие, более низкой частотой магнитных резонансов, чем в собственных антиферромагнетиках, они представляют интерес с точки зрения создания элементов магноники. Многослойные структуры позволяют варьировать магнитные параметры системы, такие как энергия межслоевого взаимодействия и взаимная ориентация намагниченностей в широких пределах за счет относительно слабых внешних воздействий. Межслоевые взаимодействия и взаимная ориентация намагниченностей, в свою очередь, определяют такие важные свойства спиновых волн как их модовый состав [12] и невзаимность распространения [13; 14], что находит применение в создании структур для реконфигурируемой магноники [15–17]. Кроме того, вклад в межслоевое взаимодействие дают такие динамические процессы как эффект передачи углового момента и спиновой накачки, т.е. эмиссии и поглощения спинового тока прецессирующей намагниченностью [18]. Связь когерентно прецессирующих намагниченностей отдельных слоёв через спиновую накачку приводит к увеличению или подавлению затухания магнитной динамики [19], что может предоставить новые возможности для управления распространением спиновых волн в многослойных структурах [20; 21].

Глава 2. Магнитная динамика в присутствии спиновой накачки между слоями структуры

Для описания генерации и распространения магнитостатических волн разработаны и успешно применяются разнообразные методы микромагнитного моделирования [22]. Однако последовательное усложнение задач, обусловленное переходом к многослойным, пространственно ограниченным и неоднородным структурам для распространения МСВ; применение отличных от традиционных, микроволновых, методов возбуждения, в т.ч. сверхбыстрых оптических; а также учёт влияния на МСВ немагнитных эффектов, таких как механические напряжения, зарядовые и спиновые токи, термические градиенты, требуют модификации микромагнитных расчётов и их интеграции с другими типами численного анализа. В данной главе рассматривается возможность введения в микромагнитную модель связи между магнитными FM слоями спинового затвора через спиновую накачку. Для учёта влияния спиновой накачки предложен способ включения динамического взаимодействия в виде добавки к эффективному полю, учитывающей нестационарное затухание.

2.1 Псевдо-спиновый клапан FM/NM/FM

Структура для анализа представляет собой псевдо-спиновый клапан, состоящий из двух слоёв ферромагнитного металла FM, разделенных немагнитной металлической прослойкой NM [Рис. 2.1(а)]. Ниже слои ферромагнетиков обозначаются как верхний ($FM^{(t)}$) и нижний ($FM^{(b)}$). Предполагается, что толщины, намагниченности и параметры магнитной анизотропии в FM слоях различны, как представлено ниже. Также предполагается, что немагнитная прослойка NM обладает толщиной и материалом препятствующими прямому и непрямому обменному взаимодействию FM слоев, но не превышающими по толщине длину затухания спинового тока, обеспечивая таким образом динамическую связь между слоями.

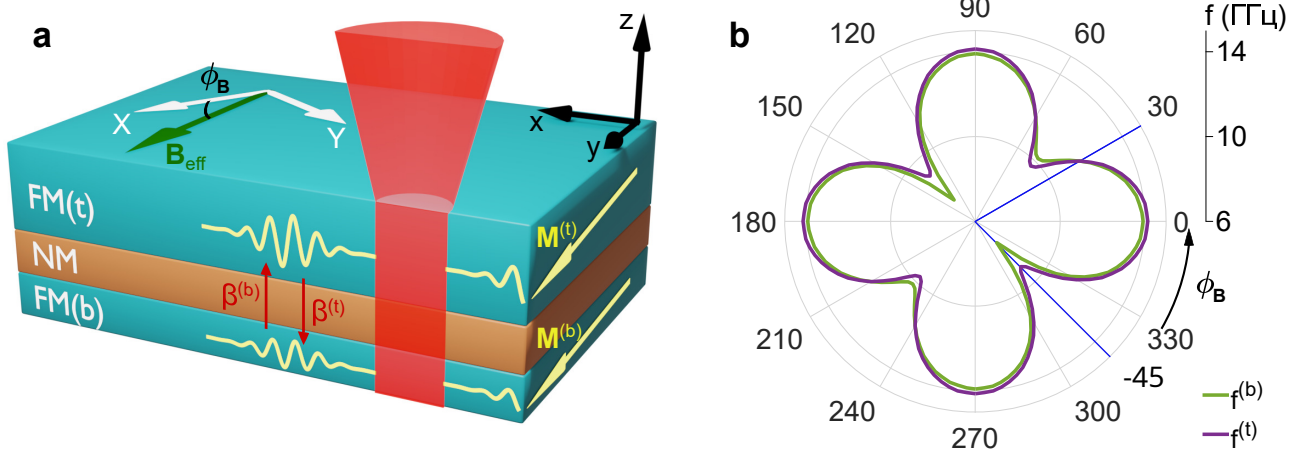


Рисунок 2.1 — (а) Схематическое изображение процесса возбуждения МСВ лазерным импульсом в рассматриваемой структуре FM^(b)/NM/FM^(t). (б) Зависимости частот прецессии $f^{(t,b)}$ в слоях FM^(t,b) от азимутального угла φ_B внешнего магнитного поля \mathbf{B}_{ext} . Параметры расчетов приведены далее в тексте. Радиальные линии указывают направления внешнего магнитного поля $\varphi_B = 30^\circ, -45^\circ$, рассматриваемые в анализе.

Энергия анизотропии FM слоя описывается как

$$E_A^{(i)} = K_c^{(i)} \left[m_X^{(i)2} m_Y^{(i)2} + m_X^{(i)2} m_Z^{(i)2} + m_Y^{(i)2} m_Z^{(i)2} \right] + K_u^{(i)} m_X^{(i)} m_Y^{(i)} + E_d^{(i)}, \quad (2.1)$$

где $i = \{t,b\}$, XYZ – система координат, относящаяся к кристаллографическим осям ферромагнитных слоёв. Ось Z сонаправлена с нормалью структуры [Рис. 2.1(а)]. Первое слагаемое отвечает за вклад кубической анизотропии, второе отвечает за вклад одноосной анизотропии. Слагаемое $E_d^{(i)}$ описывает анизотропию формы, препятствующая выходу равновесной намагниченности из плоскости структуры. В рамках макроспинового приближения $E_d^{(i)} = 0.5\mu_0 M_Z^{(i)2}$. В пакетах микромагнитных программ используются более комплексные интегральные представления, позволяющие учитывать сложные распределения намагниченности, однако не позволяющие описывать систему аналитически. Магнитокристаллическая кубическая анизотропия $K_c^{(i)}$ определяется материалом FM слоя. Одноосная анизотропия слоёв имеет ростовую и интерфейсную природу, поэтому величина $K_u^{(i)}$ для различных слоёв отличается и определяется как толщиной i -ого слоя, так и его интерфейсами.

Внешнее магнитное поле \mathbf{B}_{ext} приложено в плоскости структуры под углом φ_B к оси X . Также для проведения дальнейшего микромагнитного мо-

делирования, представленного в следующей главе, была введена лабораторная система координат xuz , в которой оси y и z совпадают с направлением внешнего магнитного поля и нормалью к структуре (кристаллографической осью Z), соответственно (Рис. 2.1(а)). Равновесное направление намагниченности слоя можно определить исходя из эффективного поля $\mathbf{B}_{\text{eff}}^{(i)} = -\partial E_A^{(i)} / \partial \mathbf{M}^{(i)} + \mathbf{B}_{\text{ext}}$. В общем случае, различие в параметрах магнитной анизотропии может приводить к различной ориентации и величине эффективных полей $\mathbf{B}_{\text{eff}}^{(t,b)}$ ферромагнитных слоев. В результате, собственные частоты прецессии намагниченности $f^{(t,b)}$ двух ферромагнитных слоев оказываются также различны. Одним из условий для возникновения динамической связи ферромагнитных слоев за счет спиновой накачки является совпадение частот прецессии $f^{(t)} = f^{(b)}$ [23]. Меняя φ_B , можно управлять $\mathbf{B}_{\text{eff}}^{(i)}$ и, как следствие, влиять на возможность установления динамической связи.

Для проведения численного анализа была выбрана структура, в которой в качестве ферромагнитных слоев был сплав галфенола $\text{Fe}_{0.81}\text{Ga}_{0.19}$ (FeGa), а разделяющая немагнитная прослойка выполнена из меди Cu. Расчет проведен с параметрами близкими к параметрам структуры, использованной ранее в экспериментах по лазерно-индуцированному возбуждению однородной прецессии намагниченности [23]. Толщины для нижнего ($\text{FeGa}^{(b)}$) и верхнего ($\text{FeGa}^{(t)}$) ферромагнитных слоёв составляли 4 и 8 нм, соответственно. Прослойка Cu имела толщину равную 4 нм, что позволяет исключить влияние обменного взаимодействия на статические и динамические свойства структуры. Намагниченности слоёв составляли $\mu_0 M^{(b)} = 1.6$ Тл, $\mu_0 M^{(t)} = 1.7$ Тл. Параметр кубической анизотропии совпадает для обоих слоёв, $K_c^{(b)} = K_c^{(t)} = 2.6 \cdot 10^4$ Дж/м³. Каждый ферромагнитный слой имеет две оси легкого намагничивания, лежащие в плоскости пленки и совпадающие с осями X и Y , а также две оси трудного намагничивания под углом $\pm 45^\circ$ к легким осям. Параметр одноосной анизотропии $K_u^{(i)} < 0$ для обоих слоёв, что снимает эквивалентность направлений трудного намагничивания в плоскости слоёв. Абсолютные величины параметров одноосной анизотропии отличается для нижнего и верхнего слоя: $K_u^{(b)} = -1.13 \cdot 10^4$ Дж/м³ и $K_u^{(t)} = -0.3 \cdot 10^4$ Дж/м³, что в случае структуры FeGa/Cu/FeGa, рассматриваемой в [23], описывается наличием подложки GaAs, которая влияет на выращенный на ней слой $\text{FeGa}^{(b)}$. Величина внешнего магнитного поля B_{ext} составляла 100 мТл.

2.2 Вклад в спиновой накачки в эффективное поле

Немагнитный металлический слой NM проводит спиновый ток, генерирующийся при прецессии намагниченности в ферромагнитных слоях, что приводит к возникновению динамического взаимодействия, связанного со спиновой накачкой [18; 19]. Эмиссия спинового тока из слоя FM⁽ⁱ⁾ в слой NM описывают при помощи дополнительного вклада $\beta^{(i)}$ в затухание магнитной прецессии $\alpha^{(i)} + \beta^{(i)}$ [18], где $\alpha^{(i)}$ – собственный параметр затухания слоя FM⁽ⁱ⁾. Второй слой FM⁽ⁱ⁾ также инжектирует спиновый ток в немагнитную прослойку, который распространяется и далее в слой FM⁽ⁱ⁾, что тоже даёт вклад в затухание $\beta^{(j)}$, но с зависимостью от прецессии слоя FM^(j), а не слой FM⁽ⁱ⁾. Данную систему, в которой прецессии намагниченностей связаны через эффективное затухание, можно описать с помощью системы модифицированных уравнений Ландау-Лифшица-Гилберта [19; 23]:

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{M}^{(i)}}{dt} &= \gamma \mathbf{B}_{\text{eff}}^{(i)} \times \mathbf{M}^{(i)} \\ &+ \frac{\alpha^{(i)} + \beta^{(i)}}{M^{(i)}} \mathbf{M}^{(i)} \times \frac{d\mathbf{M}^{(i)}}{dt} - \frac{\beta^{(j)}}{M^{(j)}} \mathbf{M}^{(j)} \times \frac{d\mathbf{M}^{(j)}}{dt}, \end{aligned} \quad (2.2)$$

где γ – гиромагнитное соотношение, которое было взято одинаковым для обоих ферромагнитных слоев. Таким образом, возникает динамическая связь, зависящая от расстройки частот прецессии намагниченности в двух ферромагнитных слоях, которой можно управлять, воздействуя на магнитные параметры системы.

Особый интерес представляют структуры с динамической связью, в которых ориентации равновесных намагниченностей в обоих FM слоях коллинеарны или близки к коллинеарным [19; 24]. В таких системах разница между направлениями намагниченностей $\mathbf{M}^{(i)}$ и $\mathbf{M}^{(j)}$ пренебрежима, если отклонение намагниченности при лазерно-индуцированном возбуждении прецессии не превышает единиц градусов [25; 26]. Тогда Ур. (2.2) для нормированных намагниченностей слоёв приходит к виду

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{m}^{(i)}}{dt} &= \gamma_g \left[\mathbf{B}_{\text{eff}}^{(i)} + \beta^{(j)} \frac{M^{(j)}}{M^{(i)}} \frac{d\mathbf{m}^{(j)}}{dt} \right] \times \mathbf{m}^{(i)} \\ &+ \left[\alpha^{(i)} + \beta^{(i)} \right] \mathbf{m}^{(i)} \times \frac{d\mathbf{m}^{(i)}}{dt}. \end{aligned} \quad (2.3)$$

Таким образом, было получено уравнение, в котором эффект спиновой накачки описан через дополнительный переменный во времени вклад в эффективное поле. Описание вклада от спиновой накачки в виде дополнительного переменного магнитного поля позволяет учесть этот эффект в расчетах в стандартном пакете микромагнитного моделирования, как обсуждается в главе 3.

Ниже рассмотрено два случая с различными значениями коэффициента β , чтобы выявить влияние спиновой накачки на прецессию намагниченности и МСВ. Для корректного сравнения было введено дополнительное правило на величину эффективного затухания $\alpha^{(i)} + \beta^{(i)} = \text{const}$, описывающее сохранение суммы собственного затухания и затухания через эмиссию спинового тока в немагнитный слой. Таким образом, можно изолировать эффект поглощения ферромагнитным слоем спинового тока от эффектов снижения суммарного затухания. В первом случае, когда спиновый ток проходит через немагнитный слой и поглощается ферромагнитными слоями, возникает ненулевой дополнительный вклад в затухание за счёт спиновой накачки, $\beta \neq 0$. Во втором случае, когда спиновый ток не проходит через немагнитный слой, дополнительный вклад отсутствует $\beta = 0$, то есть ферромагнитные слои не связаны друг с другом. Второй случай может быть реализован, при большой толщине прослойки или изготовлении прослойки из материалов с сильной спин-орбитальной связью, таких как платина [27].

2.3 Влияние спиновой накачки на однородную прецессию в макроспиновой модели

Далее была рассмотрена модель из двух макроспинов, характеризующая однородную прецессию намагниченности. Данная модель позволяет оценить эффект от спиновой накачки и проверить применимость полученного уравнения (2.3). Как было показано ранее, для возникновения динамической связи необходимо совпадение частот прецессии ферромагнитных слоев $f^{(b)} = f^{(t)}$, поэтому были рассчитаны зависимости частот $f^{(b,t)}$ от азимутального угла φ_B внешнего магнитного поля $B_{\text{ext}} = 100$ мТл [Рис. 2.1(b)]. Видно, что частотные зависимости пересекаются при некоторых направлениях поля, в частности при $\varphi_B = 30^\circ$. Противоположная ситуация может наблюдаться при направлении $\varphi_B = -45^\circ$,

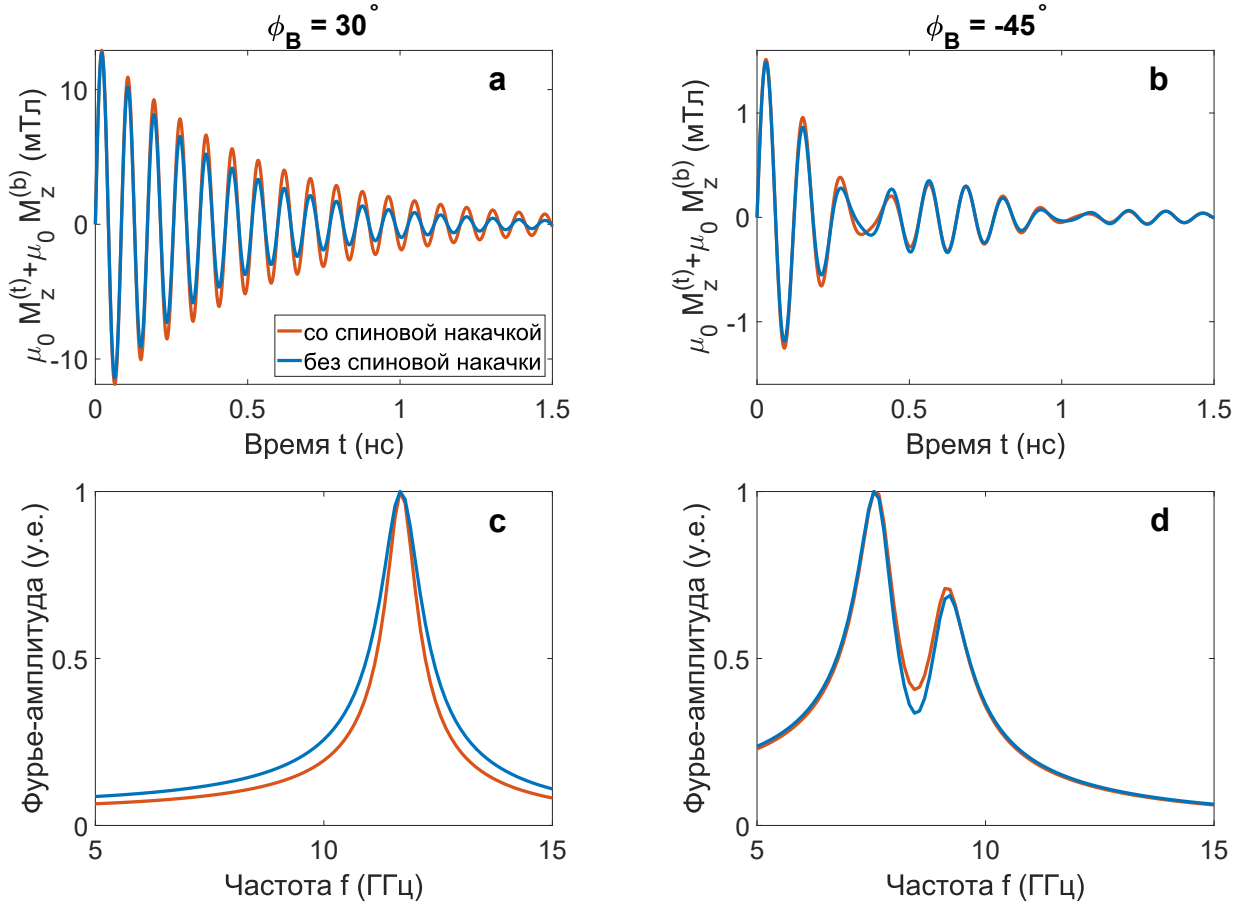


Рисунок 2.2 — (a,b) Временная эволюция z -компоненты суммарной намагниченности слоёв $\mu_0 M_z^{(b)} + \mu_0 M_z^{(t)}$, рассчитанная для направлений поля (a) $\phi_B = 30^\circ$ и (b) $\phi_B = -45^\circ$ в присутствии (красные линии) и отсутствии (синие линии) динамической связи через спиновую накачку. (c,d) Результаты Фурье преобразований временных сигналов, приведённых на панелях (a,b). Расчёты выполнены в модели двух макроспинов для параметров, приведённых в тексте.

когда разница между частотами максимальна, и эффекты динамической связи не должны проявляться. Важным свойством направлений $\phi_B = 30^\circ$ и -45° является тот факт, что они не совпадают с осями лёгкого намагничивания, что позволяет возбуждать прецессию и МСВ лазерным импульсом [28].

Далее было проведено численное моделирование прецессии макроспинов из положения, отклонённого от равновесного на угол $\sim 1^\circ$, используя Ур. (2.3). В качестве характерных направлений магнитного поля были выбраны $\phi_B = 30^\circ$ и -45° , для которых рассматривалось по два случая. В первом коэффициенты затухания составляли $\alpha^{(i)} + \beta^{(i)} = 0.016$, $\beta^{(j)} = \beta^{(i)} = 0.004$, т.е. происходило поглощение ферромагнитными слоями спинового тока. Во втором случае поглощение спинового тока отсутствовало $\alpha^{(i)} + \beta^{(i)} = 0.016$, $\beta^{(j)} = 0$. Представленные $\alpha^{(i)}$, $\beta^{(i)}$ соответствуют параметрам использованным

для описания эффектов спиновой накачки, наблюдавшихся экспериментально в структуре FeGa/Cu/FeGa [23].

В результате решения Ур. (2.3) была получена динамика макроспинов $\mathbf{M}^{(i)}$ отдельных слоев, а также суммарной намагниченности структуры $\mathbf{M}^{(t)} + \mathbf{M}^{(b)}$. На Рис. 2.2(a,b) представлена динамика z -компоненты суммарной намагниченности $M_z^{(t)} + M_z^{(b)}$, рассчитанная для двух направлений магнитного поля. Полученная динамика представляет затухающую прецессию намагниченностей. При совпадении собственных частот прецессий ферромагнитных слоев ($\varphi_B = 30^\circ$) наблюдается существенное уменьшение эффективного затухания, что находится в хорошем соответствии с результатами экспериментальных исследований и аналитических расчётов [23]. Данный результат можно также получить из сравнения ширин пиков Фурье-спектров динамики [Рис. 2.2(c)]. При направлении поля вдоль $\varphi_B = -45^\circ$ уменьшения эффективного затухания не наблюдается [Рис. 2.2(b,d)]. Таким образом, предложенный подход к описанию спиновой накачки (2.3) позволяет адекватно описывать однородную прецессию намагниченности в рассматриваемой системе.

Глава 3. Микромагнитное моделирование распространения лазерно-индуцированных магнитостатических спиновых волн в системах со спиновой накачкой

В данной главе обсуждается распространение МСВ, возбуждаемых сильно сфокусированным фемтосекундным лазерным импульсом, в структуре псевдо-спинового клапана. Численное моделирование в пакете микромагнитного моделирования позволило рассмотреть влияние спиновой накачки на распространение МСВ. Зафиксировано увеличение длины распространения МСВ за счет спиновой накачки.

3.1 Псевдо-спиновый клапан FeGa/Cu/FeGa

Как было указано в 2.1, в качестве объекта исследования выступает псевдо-спиновый затвор, состоящий из двух слоев ферромагнитного сплава галфенола $\text{Fe}_{0.81}\text{Ga}_{0.19}$ (FeGa), разделённых немагнитной прослойкой меди Cu. Моделирование было выполнено в программном пакете OOMMF [1]. Динамика намагниченности рассчитывалась в режиме TimeDriver с модулем RungeKuttaEvolve, который численно решает уравнения Ландау-Лифшица-Гилберта во временном диапазоне. Сетка модели состояла из ячеек, представляющих собой прямоугольные параллелепипеды с размерами 40 нм вдоль осей x , y и 4 нм вдоль оси z . Латеральный размер рассчитываемой области составлял 10×10 мкм². Для использования периодических граничных условий вдоль оси x , направление внешнего было зафиксировано вдоль оси y , вращая при этом систему координат XYZ. Это позволило избежать отражений МСВ и минимизировать поля размагничивания на границах.

На каждой итерации расчета, т.е. для каждого момента времени t_n , во внешней программе проводился расчет добавки к эффективному полю от спиновой накачки, основываясь на величине вращающего момента в ферромагнитных слоях [Ур. (2.3)], с учётом мгновенных ориентаций $\mathbf{M}^{(t,b)}(t_{n-1})$, рассчитанных на предыдущем шаге t_{n-1} . Также во внешней программе для каждой итерации были рассчитаны значения $\Delta M^{(t,b)}(t_n)$ и $\Delta K_{c,u}^{(t,b)}(t_n)$ в соответствии с

зависимостью, представленной далее [Ур. (3.1)]. В результате микромагнитного моделирования были получены пространственные распределения для намагниченностей ферромагнитных слоев на каждой итерации расчета. Основываясь на полученных распределениях были рассчитаны распределения для суммарной z -компоненты намагниченностей $M_z^{(t)}(x,y) + M_z^{(b)}(x,y)$.

3.2 Лазерно-индуцированное возбуждение магнитной динамики

Для описания воздействия фемтосекундных лазерных импульсов на магнитную систему была введена зависимость намагниченности и анизотропии от времени и латеральных координат:

$$X^{(i)}(t, \mathbf{r}) = X_0^{(i)} + \Delta X^{(i)} F(t) e^{-r^2/2\sigma^2}, \quad (3.1)$$

где $X^{(i)} = M^{(i)}, K_{c,u}^{(i)}$; $\Delta X^{(i)}$ – максимальное лазерно-индуцированное изменение параметра $X^{(i)}$, \mathbf{r} – радиус-вектор в плоскости плёнки из центра лазерного пятна, $\sqrt{2 \ln 2} \sigma$ – ширина на полувысоте лазерного пятна. Время $t = 0$ соответствует моменту воздействия лазерного импульса на систему. Предполагается, что длительность лазерного импульса гораздо меньше характерных времен изучаемой магнитной динамики, которая задается частотой прецессии намагниченности, временем её затухания и скоростью распространения МСВ. Лазерно-индуцированные изменения магнитных параметров также возникают на временах, существенно меньших, чем характерные временные масштабы динамики намагниченности [25; 26; 29]. По этой причине динамика лазерно-индуцированных изменений параметров в модели можно описать функцией $F(t) = \theta(t) [\exp(-t/\tau_X) - 1]$, где $\theta(t)$ – функция Хевисайда.

При воздействии лазерного импульса квази мгновенное изменение эффективного поля \mathbf{V}_{eff} приводит к возникновению прецессии намагниченности вокруг нового равновесного направления \mathbf{V}_{eff} (см., например, обзор [30]). Релаксация магнитных параметров к исходному равновесному положению происходит за характерное время τ_X , которое существенно больше нескольких периодов прецессии. Данный подход был ранее успешно применён для описания таких процессов, как возбуждения квази однородной прецессии намагниченно-

сти и генерации МСВ в металлах за счёт лазерно-индуцированных изменений магнитной анизотропии и намагниченности [28; 29; 31].

При моделировании был рассмотрен случай умеренной плотности энергии в лазерном импульсе порядка единиц мДж/см², который часто используется в экспериментах по возбуждению магнитостатических волн лазерными импульсами в металлах, и дают степень размагничивания $\Delta M^{(i)}/M^{(i)} = -0.07$ [28; 32–34]. Для случая лазерно-индуцированного нагрева, изменение параметров анизотропии с хорошей точностью описывается степенным законом $K_c \sim M^{10}$, $K_u \sim M^3$ [29]. Времена релаксации составляли $\tau_M = 2$ нс, $\tau_K = 0.5$ нс, что характерно для металлических плёнок [25; 26; 29]. Ширина на полувысоте области возбуждения составляла $\sqrt{2 \ln 2} \sigma = 2.2$ мкм, что также соответствует типичным размерам лазерных пятен, которые используются для возбуждения магнитостатических волн в тонких металлических плёнках [28; 32–34].

3.3 Влияние спиновой накачки на распространение лазерно-индуцированного пакета поверхностных МСВ

Как было показано ранее, изменение намагниченности и параметров магнитной анизотропии за счет возбуждения системы фемтосекундными лазерными импульсами приводит к появлению динамики намагниченности в пределах области, как в области возбуждения, так и за её пределами. На Рис. 3.1(а) приведен пример пространственного распределения суммарной амплитуды намагниченности слоёв через $t = 1$ нс после возбуждения. Далее была проанализирована распространения МСВ вдоль оси x , т.е. перпендикулярно внешнему магнитному полю.

Как было показано ранее [14], в структурах аналогичных рассматриваемым, присутствует две спин-волновые моды, оптическая и акустическая, формирующиеся за счёт магнитостатической связи между ферромагнитными слоями. Данные моды соответствуют синфазными и противофазными колебаниями намагниченностей в слоях. Характерной особенностью оптической моды является существенно меньшая скоростью распространения по сравнению с акустической. Исходя из динамики намагниченности отдельных слоев, можно сказать, что наблюдаемая в моделировании волна соответствует акустической

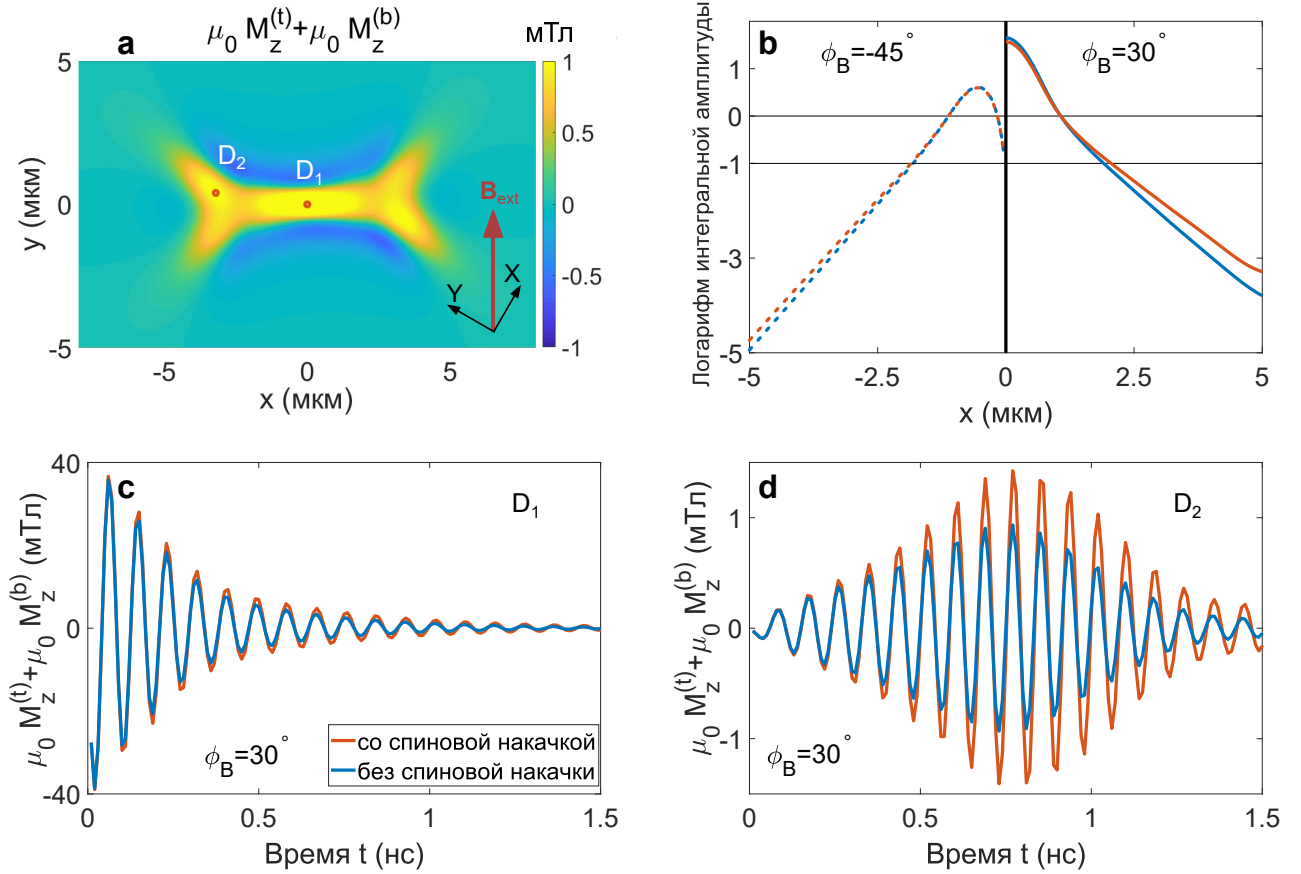


Рисунок 3.1 — (а) Пространственное распределение z -компоненты суммарной намагниченности структуры $\mu_0 M_z^{(b)} + \mu_0 M_z^{(t)}$, полученное для времени $t = 1$ нс после возбуждения магнитной динамики лазерным импульсом, сфокусированным в область 2.2 мкм с центром в $(x, y) = (0, 0)$. Направление внешнего поля $\phi_B = 30^\circ$. (б) Зависимость амплитуды пакета МСВ от расстояния x для направлений поля $\phi_B = 30^\circ$ (сплошные линии) и $\phi_B = -45^\circ$ (пунктирные линии) в присутствии (красные линии) и отсутствии (синие линии) динамической связи через спиновую накачку. Горизонтальные линии отмечают амплитуду на краю пятна ($x = \pm 1.1$ мкм), принятую за единицу, и уровень e^{-1} . (с, д) Временная эволюция суммарной намагниченности $\mu_0 M_z^{(b)} + \mu_0 M_z^{(t)}$, рассчитанная для направления поля $\phi_B = 30^\circ$ (с) в центре области возбуждения [точка D_1 на панели (а)] и (д) на расстоянии 4 мкм в направлении ветви каустики (точка D_2) в присутствии (красные линии) и отсутствии (синие линии) динамической связи через спиновую накачку. Расчёты выполнены для параметров, приведённых в тексте.

моде. На Рис. 3.1(с, д) представлена динамика суммарной намагниченности слоёв в центре области возбуждения и на расстоянии 4 мкм в направлении ветви каустики, при направлениях внешнего поля $\phi_B = 30^\circ$. В области

лазерно-индуцированного возбуждения наблюдается затухающая прецессия намагниченности [Рис. 3.1(с)], а за её пределами распространяющийся со скоростью ≈ 5 км/с волновой пакет [Рис. 3.1(d)].

Аналогично рассмотренной ранее макроспиновой модели, было проведено моделирование для двух случаев: с поглощением и без поглощения спинового тока ферромагнитными слоями. На Рис. 3.1(с) показано, что при $\varphi_B = 30^\circ$ в центре пятна поглощение спинового тока снижает затухание прецессии, что находится в хорошем согласии с результатами, полученными в макроспиновой модели [Рис. 2.2(a)] и экспериментах по квази однородному лазерно-индуцированному возбуждению [23]. Вне области возбуждения [Рис. 3.1(d)] наличие спиновой накачки существенно влияет на амплитуду волнового пакета. Для численной оценки данного влияния на распространение магнитостатических волн, был взят Фурье-образ от полученных сигналов для различных расстояний вдоль оси x от центра области возбуждения. На Рис. 3.1(b) показаны зависимости интегральной амплитуды Фурье-спектров от расстояния x в случае присутствия и отсутствия поглощения спинового тока. Длина свободного пробега L_{pr} пакета магнитостатических волн была определена как расстояние, на котором его интегральная амплитуда составляет e^{-1} от интегральной амплитуды на краю области возбуждения $x = 1.1$ мкм. Показано, что в отсутствие поглощения спинового тока ($\beta^{(j)} = 0$) длина свободного пробега $L_{\text{pr}} = 0.8$ мкм. При включении поглощения ($\beta^{(j)} \neq 0$) длина распространения увеличивается на ≈ 20 % до $L_{\text{pr}} = 0.96$ мкм. Данное изменение L_{pr} приводит к отличию в амплитудах пакета магнитостатических волн для двух случаев, на расстояниях, на которых максимальная амплитуда прецессии $\mu_0 M_z^{(t)} + \mu_0 M_z^{(b)}$ составляет ≈ 1 мТл [Рис. 3.1(d)], т.е. волновой пакет может наблюдаться, например, оптическими методами.

Динамическая связь, возникающая при совпадении собственных частот прецессий, образует не только вклад с увеличенным временем жизни прецессии, но и вклад, для которого это время сокращено, что было показано в работе по однородной лазерно-индуцированной прецессии намагниченности [23]. В экспериментах по резонансному микроволновому возбуждению спиновых затворов, также наблюдалось усиление затухания, если намагниченности слоёв были антипараллельны в исходном состоянии [24]. Таким образом, для оптической моды можно также ожидать уменьшения длины распространения, однако в ре-

зультате численного моделирования за пределами области возбуждения она не наблюдалась из-за низкой групповой скорости [14].

При направлении внешнего магнитного поля под углом $\varphi_B = -45^\circ$ [Рис. 3.1(b)], в случае отсутствия поглощения спинового тока, длина свободного пробега составила $L_{\text{пр}} = 0.7$ мкм. Следует отметить, что в одиночных ферромагнитных металлических плёнках толщиной 10-20 нм, при внешнем поле, направленном вдоль одной из трудных осей, лазерно-индуцированные пакеты магнитостатических волн обладают наибольшей длиной пробега [28; 34]. То же справедливо и для МСВ, которые были возбуждены микроволновыми методиками [35]. Уменьшение длины пробега $L_{\text{пр}}$ при $\varphi_B = -45^\circ$ по сравнению с $\varphi_B = 30^\circ$ в рассматриваемой структуре может быть связано с различием собственных частот прецессии слоев, что деструктивно влияет на распространение акустической моды. Было показано, что эффект от спиновой накачки при этом составляет не более 5 % и даже на относительно больших расстояниях от области возбуждения почти не влияет на амплитуду магнитостатических волн [Рис. 3.1(b)].

Заключение

В работе проведено исследование распространения лазерно-индуцированного пакета магнитостатических волн в многослойных структурах типа псевдо-спинового затвора в присутствии динамической связи, образованной спиновой накачкой. Продемонстрировано, что динамическая связь может влиять на время затухания прецессии и длину распространения МСВ. Получен новый подход для описания процесса спиновой накачки, позволяющий вводить динамическую связь систему уравнений Ландау-Лифшица-Гилберта в качестве эффективного поля.

Основные результаты работы заключаются в следующем.

1. Эффект спиновой накачки в структуре псевдо-спинового клапана FM/NM/FM может быть описан при помощи добавки к эффективному магнитному полю, при условии коллинеарности или близости к коллинеарности равновесных намагниченностей FM слоев. Данный подход позволяет учитывать эффекты спиновой накачки при проведении микромагнитного моделирования.
2. Используя микромагнитное моделирование и предложенную форму записи вклада от спиновой накачки, было показано, что динамическая связь двух ферромагнитных слоев псевдо-спинового затвора возникает при когерентной динамике намагниченности через спиновую накачку. При этом в случае однородного возбуждения наблюдается изменение времени затухания прецессии намагниченности, что находится в хорошем соответствии с экспериментальными работами.
3. Для случая локального лазерно-индуцированного возбуждения продемонстрировано увеличение длины распространения акустической моды пакета поверхностных МСВ в структуре FeGa/Cu/FeGa на $\approx 20\%$, что является существенным при детектировании волн на расстояниях в несколько микрон от области возбуждения.

Представленные результаты дополняют ранее полученные экспериментально и теоретически данные о спин-волновых свойствах псевдо-спиновых клапанов типа FM/NM/FM. Полученные данные позволяют считать эффект спиновой накачки перспективным для создания новых элементов магноники.

Список литературы

1. *Donahue, M. J.* OOMMF User's Guide, Version 1.0, , Tech. Rep. NISTIR 6376 [Текст] / М. J. Donahue, D. G. Porter ; National Institute of Standards, Technology. — Gaithersburg, MD, 1999.
2. *Kruglyak, V. V.* Magnonics [Текст] / V. V. Kruglyak, S. O. Demokritov, D. Grundler // J. Phys. D: Appl. Phys. — 2010. — Июль. — Т. 43, № 26. — С. 260301. — URL: <https://dx.doi.org/10.1088/0022-3727/43/26/260301>.
3. Диэлектрическая магноника — от гигагерцев к терагерцам [Текст] / С.А. Никитов [и др.] // Усп. Физ. Наук. — 2020. — Т. 190. — С. 1009—1040.
4. The 2021 Magnonics Roadmap [Текст] / A. Barman [и др.] // J. Phys.: Condens. Matter. — 2021. — Авг. — Т. 33, № 41. — С. 413001. — URL: <https://dx.doi.org/10.1088/1361-648X/abec1a>.
5. Advances in coherent magnonics [Текст] / P. Pirro [и др.] // Nature Rev. Mater. — 2021. — Т. 6, № 12. — С. 1114—1135.
6. Advances in Magnetism Roadmap on Spin-Wave Computing [Текст] / A. V. Chumak [и др.] // IEEE Trans. Magn. — 2022. — Т. 58, № 6. — С. 1—72.
7. Antiferromagnetic spintronics [Текст] / T. Jungwirth [и др.] // Nature Nanotech. — 2016. — Т. 11, № 3. — С. 231—241.
8. *Prozorova, L. A.* Direct observation of the propagation of spin waves in an antiferromagnet [Текст] / L. A. Prozorova, B. Y. Kotyuzhanskii // Physica B+C. — 1977. — Т. 86—88. — С. 1061—1065. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0378436377907975>.
9. *L'vov, V. S.* Spin Waves Above the Threshold of Parametric Excitations [Текст] / V. S. L'vov, L. A. Prozorova // Spin Waves and Magnetic Excitations. Т. 22 / под ред. А. Borovik-Romanov, S. Sinha. — Elsevier, 1988. — С. 233—285. — (Modern Problems in Condensed Matter Sciences ; 1, Part 1). — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B978044487068150010X>.

10. *Л. А. Прозорова*. Изменение спектра спиновых волн при взаимодействии магнонов [Текст] / Л. А. Прозорова, А. И. Смирнов // Ж. Эксп. Теор. Физ. — 1978. — Т. 74. — С. 1554—1561. — URL: <http://jetp.ras.ru/cgi-bin/r/index/r/74/4/p1554?a=list>.
11. *Krug von Nidda, H.-A.* Spin-wave resonances in antiferromagnets [Текст] / H.-A. Krug von Nidda, L. E. Svistov, L. A. Prozorova // Low Temp. Phys. — 2010. — Т. 36, № 8. — С. 736—740.
12. *Heinrich, B.* Ultrathin metallic magnetic films: magnetic anisotropies and exchange interactions [Текст] / B. Heinrich, J. Cochran // Adv. Phys. — 1993. — Окт. — Т. 42, вып. 5. — С. 523—639. — URL: <https://doi.org/10.1080/00018739300101524>.
13. Reconfigurable Spin-Wave Nonreciprocity Induced by Dipolar Interaction in a Coupled Ferromagnetic Bilayer [Текст] / R. Gallardo [и др.] // Phys. Rev. Appl. — 2019. — Сент. — Т. 12, вып. 3. — С. 034012. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevApplied.12.034012>.
14. Nonreciprocal collective magnetostatic wave modes in geometrically asymmetric bilayer structure with nonmagnetic spacer [Текст] / P. I. Gerevenkov [и др.] // Nanoscale. — 2023. — Т. 15. — С. 6785—6792. — URL: <http://dx.doi.org/10.1039/D2NR06003E>.
15. Making a Reconfigurable Artificial Crystal by Ordering Bistable Magnetic Nanowires [Текст] / J. Тopp [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2010. — Май. — Т. 104, вып. 20. — С. 207205. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.104.207205>.
16. *Krawczyk, M.* Review and prospects of magnonic crystals and devices with reprogrammable band structure [Текст] / M. Krawczyk, D. Grundler // J. Phys.: Condens. Matter. — 2014. — Март. — Т. 26, № 12. — С. 123202. — URL: <https://dx.doi.org/10.1088/0953-8984/26/12/123202>.
17. Reprogrammable magnonic band structure of layered permalloy/Cu/permalloy nanowires [Текст] / G. Gubbiotti [и др.] // Phys. Rev. B. — 2018. — Апр. — Т. 97, вып. 13. — С. 134428. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.97.134428>.

18. Nonlocal magnetization dynamics in ferromagnetic heterostructures [Текст] / Y. Tserkovnyak [и др.] // Rev. Mod. Phys. — 2005. — Дек. — Т. 77, вып. 4. — С. 1375—1421. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.77.1375>.
19. Dynamic Exchange Coupling in Magnetic Bilayers [Текст] / B. Heinrich [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2003. — Май. — Т. 90, вып. 18. — С. 187601. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.90.187601>.
20. Transmission of electrical signals by spin-wave interconversion in a magnetic insulator [Текст] / Y. Kajiwara [и др.] // Nature. — 2010. — Т. 464, № 7286. — С. 262—266. — URL: <https://www.nature.com/articles/nature08876>.
21. *Padrón-Hernández, E.* Amplification of spin waves in yttrium iron garnet films through the spin Hall effect [Текст] / E. Padrón-Hernández, A. Azevedo, S. M. Rezende // Appl. Phys. Lett. — 2011. — Т. 99, № 19. — С. 192511. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.3660586>.
22. *Leliaert, J.* Tomorrow's micromagnetic simulations [Текст] / J. Leliaert, J. Mulkers // J. Appl. Phys. — 2019. — Май. — Т. 125, № 18. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.5093730> ; 180901.
23. Optically excited spin pumping mediating collective magnetization dynamics in a spin valve structure [Текст] / A. P. Danilov [и др.] // Phys. Rev. B. — 2018. — Авг. — Т. 98, вып. 6. — С. 060406. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.98.060406>.
24. Configuration and temperature dependence of magnetic damping in spin valves [Текст] / X. Joyeux [и др.] // J. Appl. Phys. — 2011. — Т. 110, № 6. — С. 063915.
25. All-optical probe of coherent spin waves [Текст] / M. van Kampen [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2002. — Т. 88, № 22. — С. 227201.
26. Ultrafast three-dimensional magnetization precession and magnetic anisotropy of a photoexcited thin film of iron [Текст] / E. Carpene [и др.] // Phys. Rev. B. — 2010. — Февр. — Т. 81, вып. 6. — С. 060415. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.81.060415>.

27. Interlayer exchange coupling, spin pumping and spin transport in metallic magnetic single and bilayer structures [Текст] / Р. Omelchenko [и др.] // J. Exp. Theor. Phys. — 2020. — Июль. — Т. 131, вып. 1. — С. 113—129. — URL: <https://doi.org/10.1134/S1063776120070080>.
28. Optical Excitation of Propagating Magnetostatic Waves in an Epitaxial Gallenol Film by Ultrafast Magnetic Anisotropy Change [Текст] / N. E. Khokhlov [и др.] // Phys. Rev. Appl. — 2019. — Окт. — Т. 12, вып. 4. — С. 044044. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevApplied.12.044044>.
29. Effect of magnetic anisotropy relaxation on laser-induced magnetization precession in thin gallenol films [Текст] / P. I. Gerevenkov [и др.] // Phys. Rev. Mater. — 2021. — Сент. — Т. 5, вып. 9. — С. 094407. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevMaterials.5.094407>.
30. Сверхбыстрое лазерно-индуцированное управление магнитной анизотропией наноструктур [Текст] / А. М. Калашникова [и др.] // Ж. Тех. Физ. — 2021. — дек. — Т. 91, вып. 12. — С. 1848—1878. — URL: <https://journals.ioffe.ru/articles/51751>.
31. Three-dimensional magnetization evolution and the role of anisotropies in thin Fe/MgO films: Static and dynamic measurements [Текст] / E. Carpene [и др.] // J. Appl. Phys. — 2010. — Сент. — Т. 108, № 6. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.3488639> ; 063919.
32. Direct excitation of propagating spin waves by focused ultrashort optical pulses [Текст] / Y. Au [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2013. — Т. 110, № 9. — С. 097201.
33. Quantification of a propagating spin-wave packet created by an ultrashort laser pulse in a thin film of a magnetic metal [Текст] / S. Iihama [и др.] // Phys. Rev. B. — 2016. — Июль. — Т. 94, вып. 2. — С. 020401. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.94.020401>.
34. Spectrum evolution and chirping of laser-induced spin wave packets in thin iron films [Текст] / I. A. Filatov [и др.] // Appl. Phys. Lett. — 2022. — Т. 120, № 11. — С. 112404. — URL: <https://doi.org/10.1063/5.0077195>.
35. Spin-wave propagation in cubic anisotropic materials [Текст] / K. Sekiguchi [и др.] // NPG Asia Mater. — 2017. — Т. 9, № 6. — e392—e392.

Публикации автора по теме работы

В изданиях, входящих в международную базу цитирования Web of Science

36. *Федянин, А. Е.* Распространение лазерно-индуцированного пакета магнитостатических волн в псевдо-спиновом клапане в присутствии спиновой накачки [Текст] / А. Е. Федянин, Н. Е. Хохлов, А. М. Калашникова // Направлено в печать. — 2023.